

**СУБТЕРАГЕРЦОВАЯ АВТОМОДУЛЯЦИЯ ПОГЛОЩЕНИЯ  
ПИКОСЕКУНДНОГО ЗОНДИРУЮЩЕГО ИМПУЛЬСА СВЕТА В GaAs,  
ВЗАИМОСВЯЗАННАЯ С СОБСТВЕННЫМ ПИКОСЕКУНДНЫМ  
СТИМУЛИРОВАННЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ GaAs**

**Н. Н. Агеева, И. Л. Броневой, Д. Н. Забегаев, А. Н. Кривонос**  
**Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН,**  
**125009, Москва, Моховая, 11-7**

Статья поступила в редакцию 3 апреля 2017 г.

**Аннотация.** Впервые измерена в реальном времени предполагавшаяся ранее субтерагерцовая автомодуляция поглощения зондирующего пикосекундного импульса света в фотонакачиваемом тонком ( $\sim 1$  мкм) слое GaAs. Накачка создавала в GaAs стимулированное пикосекундное излучение. На период, фазовую постоянную и амплитуду автомодуляции поглощения влияет её синхронизация с пикосекундной автомодуляцией обеднения заселенности электронами энергетических уровней дна зоны проводимости. Обеднение и его автомодуляция создаются собственным излучением GaAs. Синхронизация возникает для установления детального равновесия при электрон-ЛО-фононном взаимодействии.

**Ключевые слова.** Полупроводник, пикосекундный, стимулированное излучение, автомодуляция, осцилляции, поглощение света, электрон-фононное взаимодействие, вынужденное комбинационное рассеяние света, синхронизация, связанные осцилляторы.

**Abstract.** For the first time, sub-THz self-modulation of probing picosecond light pulse absorption was measured real-time in a thin ( $\sim 1$  micron) light-pumped GaAs layer. Pumping created stimulated picosecond emission in GaAs. Synchronization of the absorption self-modulation with picosecond self-modulation of depletion of conduction band bottom energy level electron population affects the period, phase constant and amplitude of absorption self-modulation. The depletion and its self-

modulation were created by GaAs intrinsic emission. Synchronization arises to set detailed balance by the electron-LO-phonon interaction.

**Key words:** semiconductor, picosecond, stimulated emission, self-modulation, oscillations, absorption of light, electron-phonon interaction, stimulated Raman scattering of light, synchronization, coupled oscillators.

## Предисловие

В ранее опубликованной статье [1] подробно представлены результаты исследований обнаруженной в [2] синхронизации осциллирующих отклонений заселенностей носителей заряда от их квазиравновесного распределения, созданных импульсами стимулированного и зондирующего излучений. Эксперименты в [1] проводились по методике "pump-probe", широко используемой в оптической спектроскопии сверхбыстрых процессов. Настоящая работа посвящена исследованиям в реальном времени субтерагерцовой автомодуляции поглощения зондирующего импульса света. В ней приводится подробное описание экспериментальной методики исследования автомодуляции поглощения в реальном времени, а также полный набор графиков экспериментально полученных зависимостей, чего не удалось сделать в работе [2] из-за лимитированного объема публикации. Характеристики обнаруженной автомодуляции поглощения зондирующего импульса подтвердили представление об синхронизации модуляции заселенностей, данное в [1,2].

## 1. Введение

В наших предшествующих работах [3-5] были обнаружены следующие явления, имеющие отношение к предмету исследований в настоящей работе. Во время мощной пикосекундной оптической накачки тонкого слоя GaAs в нем создается инверсия заселенностей электронов и разгорается собственное интенсивное пикосекундное стимулированное излучение. Для краткости будем называть его далее s-излучение. Разнообразные характеристики энергий спектральных компонент s-излучения оказались согласованно

автомодулированными. Затем была обнаружена автомодуляция фундаментального поглощения в слое фотонакаченного GaAs энергии зондирующего пикосекундного импульса света. Были исследованы характеристики как спектра этого поглощения, так и поглощения энергии избранной спектральной компоненты зондирующего импульса. Установлено, что формы автомодуляции спектра поглощения зондирующего импульса и автомодуляции спектра обеднения заселенностей, "выжигаемого" s-излучением, подобны. Подобие устанавливается для восстановления детального равновесия при электрон-ЛО-фононном взаимодействии в фотовозбужденном GaAs. Автомодуляция обеднения заселенностей возникает под воздействием поля s-излучения и количественно не противоречит теории возмущений, изложенной в [6]. Возможно этим (как свидетельствует рис. 4 в [7]) была вызвана автомодуляция пикосекундного импульса излучения полупроводникового лазера, обнаруженная с помощью интерферометрического автокорреляционного метода в [8].

Заселенность того уровня зоны проводимости (назовем его p-уровень), на котором зондирующий импульс создает её отклонение от квазиравновесного распределения, автомодулируется. С уровня с энергией, меньшей на  $\hbar\omega_{LO}$  чем энергия p-уровня, электроны вынужденно рекомбинируют, и его заселенность, как уже говорилось, тоже автомодулирована (здесь  $\hbar\omega_{LO}$  – энергия продольного оптического (LO) фонона). Этот уровень далее называем s-уровнем. Зависимость автомодуляции поглощения от задержки между зондирующим импульсом и импульсом накачки (а значит и s-излучения), от интенсивности накачки (а значит s-излучения) и от интенсивности p-импульса заставили предположить следующее. Для установления детального равновесия автомодуляции заселенностей p- и s-уровней должны синхронизоваться [1,2]. Это предположение о синхронизации вкупе с предположением об автомодуляции заселенности p-уровня, которая должна проявляться, как автомодуляция поглощения p-импульса, послужили предметом исследований и были экспериментально подтверждены в настоящей работе.

## 2. Эксперимент

Опыты проводились при комнатной температуре на спектрофотохронометрическом пикосекундном лазерном комплексе с автоматизированной системой сбора и обработки измеряемых величин. Комплекс состоит из: задающего YAG-лазера с диодной накачкой; системы усилителей лазерного импульса; удвоителей частоты светового импульса; двух параметрических генераторов света на  $\text{LiNbO}_3$  с температурной перестройкой длины волны – один для генерации накачивающего, второй – зондирующего импульсов света; спектрофотохронометрической системы. Наиболее важными компонентами последней являлись: (а) двойной спектрограф, используемый в режиме вычитания дисперсии в качестве полосового фильтра длин волн, не искажающего длительность излучения; (б) пикосекундная электронно-оптическая камера (ЭОК) и ПЗС-камера (ПЗС – прибор с зарядовой связью), обеспечивавшие регистрацию изменения со временем интенсивности  $I_p$  спектральной компоненты зондирующего импульса, пропущенной спектрографом. Краткое описание основных характеристик комплекса и его схема даны в работах [1,9].

Исследуемый образец представлял собой гетероструктуру  $\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As}$ - $\text{GaAs}$ - $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$  с толщиной слоев, соответственно, 1.3 – 1.5 – 1.2 мкм, с площадью поверхности  $8 \times 8 \text{ мм}^2$ . Гетероструктура была выращена молекулярно-лучевой эпитаксией на (100) подложке GaAs. Предназначавшаяся для исследований область гетероструктуры размером  $4 \times 4 \text{ мм}^2$  была освобождена от подложки с помощью химико-динамического травления. Концентрации донорных и акцепторных примесей в гетероструктуре не превышали  $10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Слои  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , предназначенные для стабилизации поверхностной рекомбинации и механической прочности, были прозрачны для света, используемого в эксперименте. На поверхности образцов, параллельные эпитаксиальным слоям, было нанесено двухслойное антиотражающее покрытие из  $\text{SiO}_2$  и  $\text{Si}_3\text{N}_4$ . Благодаря этому отражение света, направленного близко к

нормали к поверхности образца, не превышало 2% в реальных условиях наших экспериментов.

При межзонном поглощении мощного возбуждающего импульса (накачки) с энергией фотона  $\hbar\omega_{ex} = 1.558$  эВ, падавшего на образец под углом  $10^\circ$  относительно нормали к его поверхности, в слое GaAs генерировалась электронно-дырочная плазма (ЭДП). Её плотность ( $n = p > 10^{18}$  см $^{-3}$ ) была достаточной для сверхбыстрого возникновения в GaAs стимулированного излучения длительностью  $\sim 10$  пс [4]. Излучение усиливалось преимущественно при его распространении вдоль слоя GaAs.

Зондирующий (р) луч проходил через фотовозбужденную область слоя GaAs перпендикулярно плоскости слоя. Лучи возбуждающий и зондирующий были параллельно линейно поляризованы. Длительность возбуждающего и зондирующего импульсов на полувысоте (FWHM) составляла около 10 пс (см. вставку на рис.4). Диаметр возбуждающего луча (FWHM) составлял 0.5 мм, зондирующего – 0.2 мм. Изменение интенсивности света по сечению возбуждающего и зондирующего лучей было приблизительно гауссовым. На образце центры возбуждающего и зондирующего лучей совпадали.

В экспериментах измерялась огибающая зондирующего импульса  $I_p(t)$ . Промежуточную щель между первой и второй ступенями спектрографа раскрывали так, чтобы она пропускала излучение спектральной ширины  $\delta\hbar\omega = 0.5$  мэВ. В результате через выходную щель спектрографа выходила только требуемая для измерения спектральная компонента зондирующего импульса той же длительности, которая была у неё при входе в спектрограф. Эта компонента (далее называемая р-импульсом) направлялась в ЭОК, где зависимость интенсивности зондирующего импульса от времени преобразовывалась в пространственную зависимость интенсивности. Последняя зависимость, далее называемая хронограммой, регистрировалась ПЗС-камерой. При накоплении хронограмм осуществлялась автоматическая компенсация джиттера (нестабильности запуска линейной развертки) ЭОК.

Поглощение света определялось следующим образом. При минимально возможной энергии зондирующего импульса  $E_r$  измеряли оптическую плотность невозбужденного образца

$$\alpha_0 D = \ln[T^0(\hbar\omega_p^*)/T^0(\hbar\omega_p)], \quad (1)$$

где  $\alpha_0$  – коэффициент поглощения света невозбужденного образца;  $D$  – толщина слоя GaAs;  $T$  – прозрачность образца;  $\hbar\omega_p$  – энергия фотона зондирующего импульса света,  $\hbar\omega_p^*$  – энергия фотона, при которой еще не возникает межзонного поглощения света; индекс 0 означает (здесь и далее) отсутствие возбуждения (накачки).

Затем просветление  $\ln(T^1/T^0) = f(t)$ , представлявшее уменьшение оптической плотности GaAs при его накачке, измеряли в функции от времени  $t$ , далее отсчитываемого от вершины р-импульса, индекс 1 означает наличие возбуждения (накачки). Для этого проводились измерения хронограмм  $I_p(t)$  прошедшего через образец р-импульса, поочередно по 10 измерений при накачке и без накачки. Учитывались только те измерения, для которых интегральные энергии опорных импульсов в каналах зондирования и возбуждения отклонялись от заданных значений не более чем на  $\pm 4\%$ ; здесь опорные импульсы – это фиксированные части возбуждающего и зондирующего импульсов, отщепляемые от последних до их падения на образец. По результатам  $N = 400$  измерений рассчитывалось просветление

$$\ln(T^1/T^0) = \ln[I_p^1/I_p^0] = f(t), \quad (2)$$

где  $I_p$  – средняя интенсивность зондирующего импульса в момент времени  $t$ . Точность измерений обеспечивалась следующим образом. После каждых очередных 10 измерений хронограмм при накачке и 10 без неё среднее просветление по этим 20 измерениям рассчитывалось по формуле

$$\langle \ln(T^1/T^0) \rangle = \ln[(E_p^1/E_r^1)/(E_p^0/E_r^0)], \quad (3)$$

где  $E_p = \int_{-15nc}^{+15nc} I_p(t)dt$  – интегральная по времени энергия р-импульса, прошедшего через образец,  $E_r$  – средняя энергия опорного импульса в канале зондирования, соответственно, при накачке (1) и без неё (0). Затем рассчитывалось среднее просветление по всем прошедшим к этому моменту измерениям, и оно отображалось на экране монитора в режиме on line. При приближении к  $N = 400$ , на последних  $\sim 5$  этапах измерений, разброс средних значений просветления, как правило, не превышал 1%. Чтобы избежать влияния редких флуктуаций, цикл по  $N = 400$  измерений повторялся ещё несколько раз до тех пор, пока новые циклы гарантированно не меняли среднее по всем циклам просветление в пределах 1%. Для каждого цикла из 400 измерений строилась также гистограмма энергий  $E_r$ . Для всех циклов как значение  $E_r$  в максимуме гистограммы, так и ширина гистограммы на полувысоте (FWHM) отличались не более чем на 1%.

Коэффициент поглощения света  $\alpha$  в фотовозбужденном слое GaAs определяли, пользуясь выражением

$$\alpha = \alpha_0 - \ln(T^1/T^0)/D, \quad (4)$$

Мы исследовали изменение коэффициента поглощения  $\alpha$  в зависимости от времени  $t$  при различных временах задержки  $\tau$  зондирующего импульса света относительно импульса накачки. Чтобы избежать влияния остатков шумов на усредненных хронограммах, последние подвергались автоматическому сглаживанию по алгоритму быстрого преобразования Фурье с отсечением высокочастотных колебаний (FFT-фильтр). Последующему анализу подвергалась зависимость  $\alpha(t)$ , измеренная центральной частью зондирующего импульса, для которой исправление отклонений, связанных с аппаратной функцией ЭОК, было просто и надежно.

Чтобы избежать термооптических искажений при усилении импульсов, предназначенных для накачки ПГС-ов, частота следования импульсов в комплексе составляла 1.5 Гц. Это, вкуче с другими требованиями к постановке эксперимента, существенно его замедляло, что вынуждало ограничивать диапазоны варьирования параметров измерений.

На рис.1-3 кривыми 1 представлены полученные зависимости поглощения  $\alpha_{\Sigma}(t)$ , где

$$\alpha_{\Sigma} = \alpha_0 - \ln(S^1/S^0)/D, S = \int_{-8nc}^{+8nc} I_p(t)dt . \quad (5)$$

Измерения проводились: (а) со спектральной компонентой-1 зондирующего импульса, расположенной в максимуме его спектра при энергии фотона  $\hbar\omega_p = 1.44$  эВ, при двух энергиях  $E_r = 0.27$  и 1 отн. ед., обозначим их соответственно компонента 1а и компонента 1б; (б) с компонентой-2, расположенной на склоне зондирующего импульса при энергии фотона  $\hbar\omega_p = 1.4405$  эВ и энергии  $E_r = 1$  отн. ед., обозначаемой компонента 2с. Измерения для компонент 1б и 2с проводились в более узком диапазоне  $\tau$ , чем для компоненты 1а из-за большой трудоемкости и длительности измерений.

Указанные зависимости  $\alpha_{\Sigma}(t)$ , полученные из хронограмм  $I_p$ , осциллировали при изменении  $\tau$  подобно зависимостям, полученным в предыдущих работах. Но в тех работах для определения  $\alpha$  использовались выражения (4) и (3), и измерения энергии  $E_p$  производились с помощью ФЭУ (фотоэлектронного умножителя) или ПЗС-камеры. Для компонент 1а, 1б, 2с зависимости  $\alpha_{\Sigma}(t)$  отличалась, как видно из сравнения кривых 1 на рис.1-3. Это различие согласуется с одним из выводов работ [1,2], в которых было обнаружено, что автомодуляция зависимости  $\alpha(\tau)$  меняется с энергией зондирующего импульса и его энергией фотона  $\hbar\omega_p$ .



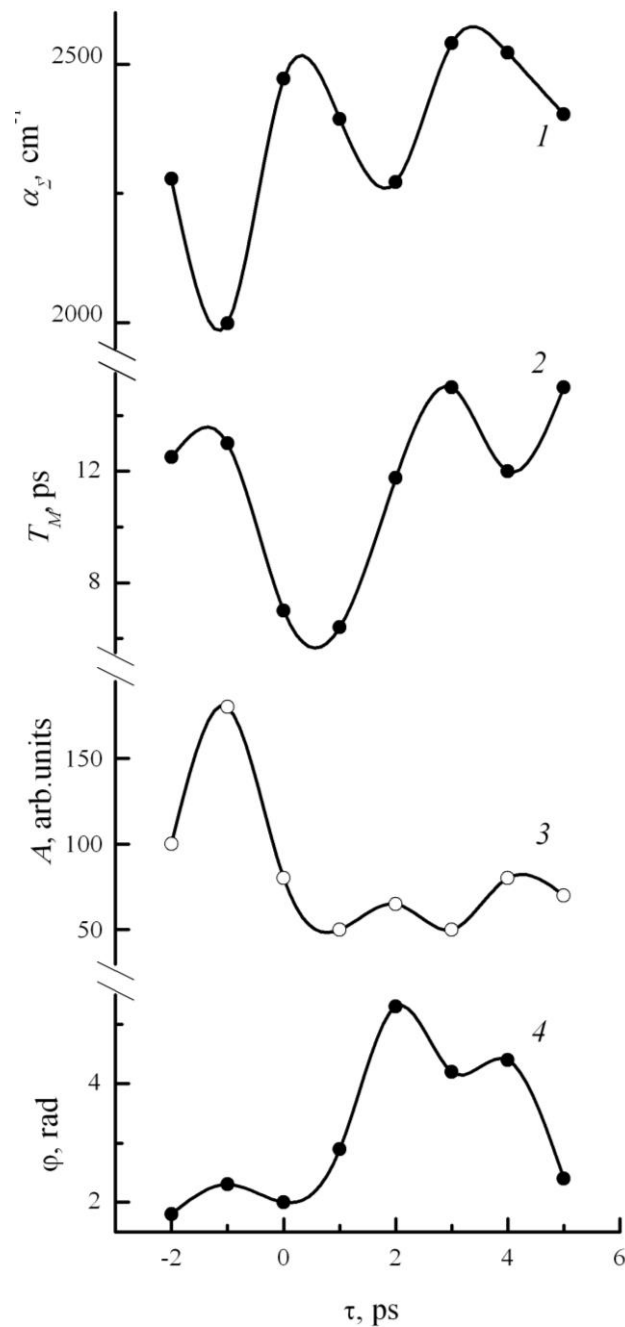


Рис.1. Зависимости коэффициента поглощения  $\alpha_{\Sigma}$  – (1), периода модуляции  $T_M$  – (2), амплитуды  $A$  – (3) и фазовой постоянной  $\varphi$  – (4) от времени задержки  $\tau$ , измеренные при энергии фотона  $\hbar\omega_p = 1.44$  эВ и энергии  $E_r = 0.27$  отн. ед. Сплошные линии здесь и на рис.2,3,6 проведены для наглядности.

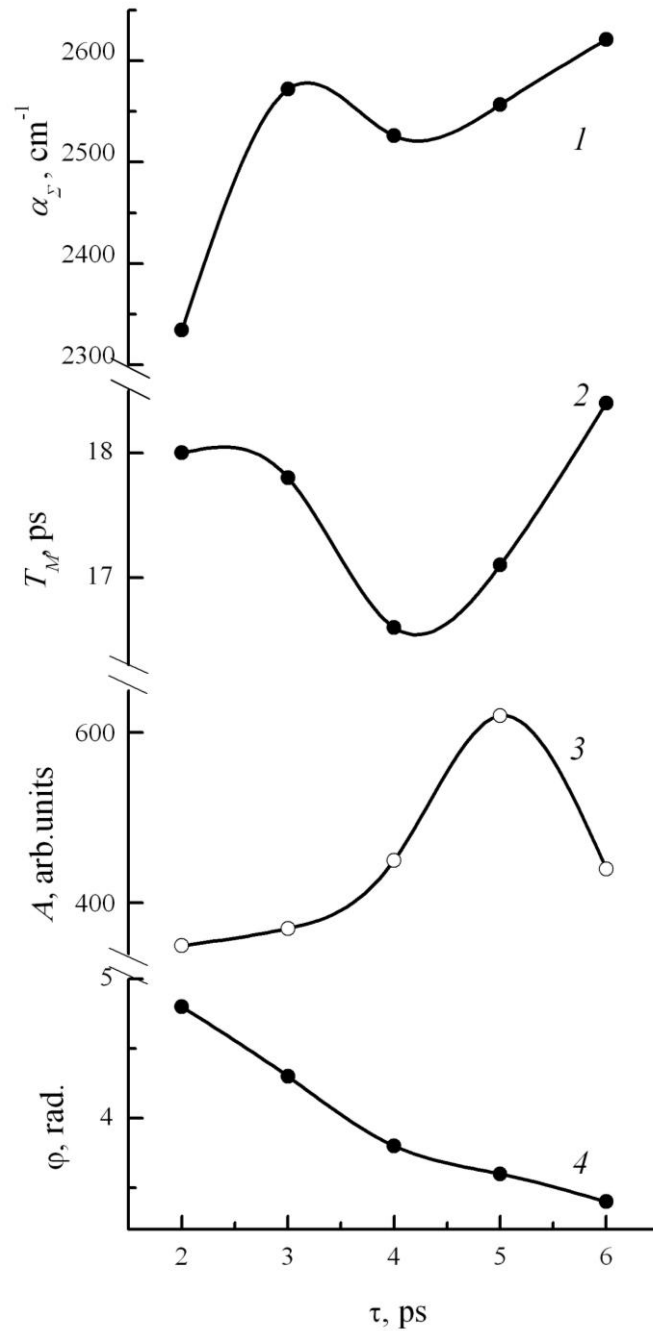


Рис.2. Зависимости коэффициента поглощения  $\alpha_{\Sigma}$  – (1), периода модуляции  $T_M$  – (2), амплитуды  $A$  – (3) и фазовой постоянной  $\varphi$  – (4) от времени задержки  $\tau$ , измеренные при энергии фотона  $\hbar\omega_p = 1.4405$  эВ и энергии  $E_r = 1$  отн. ед.

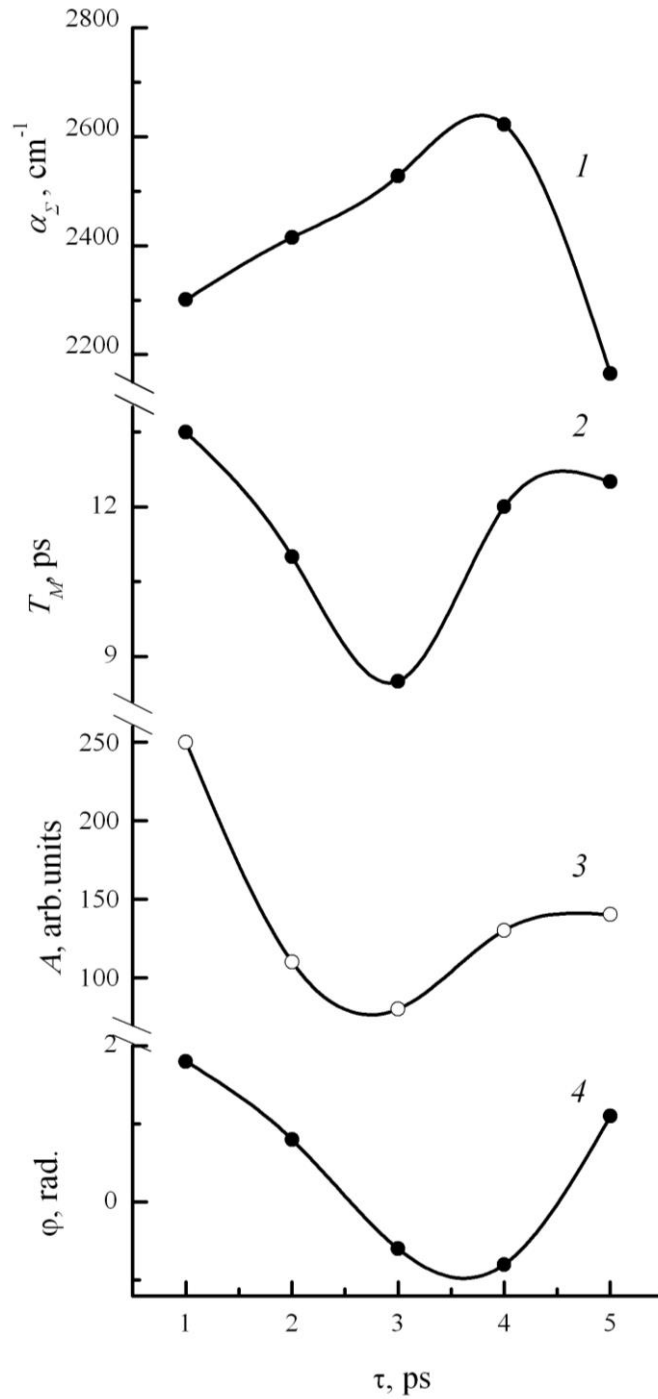


Рис.3. Зависимости коэффициента поглощения  $\alpha_{\Sigma}$  – (1), периода модуляции  $T_M$  – (2), амплитуды  $A$  – (3) и фазовой постоянной  $\varphi$  – (4) от времени задержки  $\tau$ , измеренные при энергии фотона  $\hbar\omega_p = 1.44$  эВ и энергии  $E_r = 1$  отн. ед.

Примеры зависимостей  $\alpha(t)$ , которые получены из хронограмм  $I_p(t)$ , измеренных при разных  $\tau$  представлены на рис.4. Зависимости  $\alpha(t)$  откорректированы с учетом аппаратной функции ЭОК. Обнаруживается, что зависимости  $\alpha(t)$  модулированы. Это и предполагалось, поскольку косвенно проявлялось в наших предыдущих работах. Модуляция зависимости  $\alpha(t)$ , как и максимальное поглощение  $\alpha$  при фиксированной  $\tau$ , изменялись при изменении  $\tau$  и различались для разных компонент. Модуляция  $\alpha(t)$  для фиксированной  $\tau$  изменялась также при изменении энергии  $E_r$ . Наблюдавшиеся изменения представлены и проанализированы в следующем разделе.

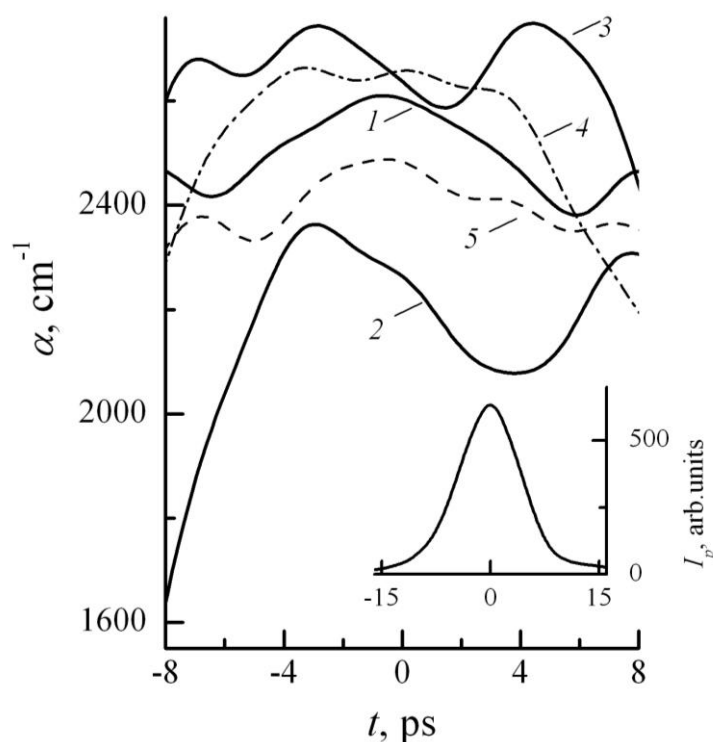


Рис.4. Зависимости коэффициента поглощения  $\alpha(t)$ , полученные из хронограмм для различных  $\tau$ , пс: 1 – (- 2), 2 –(- 1), 3 – 0, 4 – 1, 5 – 2. На вставке показана зависимость интенсивности  $I_p$  зондирующего импульса от времени, измеренная без образца.

### 3. Обсуждение результатов

Чтобы рассмотреть модуляцию поглощения компонент 1a, 1b, 2c при фиксированной величине  $\tau$ , удобнее выделить разность  $\alpha_M = \alpha(t) - \alpha(t=0)$ . Обнаружилось, что все зависимости  $\alpha_M(t)$ , полученные из эксперимента, можно аппроксимировать как участок синусоидальной зависимости, представляемой выражением

$$\alpha_M = A \sin[(2\pi/T_M)(t + (\tau_0 - \tau)) + \varphi] + kt + b, \quad (6)$$

где  $\tau_0$  – начальная задержка  $\tau$  в каждой серии измерений для фиксированной компоненты. Примеры экспериментальной зависимости  $\alpha_M = f(t)$  (сплошные линии) и её синусоидальной аппроксимации (пунктир) представлены на рис.5. Разделим зависимость  $\alpha_M(t)$ , как это обычно делается при рассмотрении модуляции, на осциллирующую (первое слагаемое в (6)) и гладкую (второе и третье слагаемые) составляющие. Далее в этой работе мы будем рассматривать только осциллирующую составляющую. Её параметрами являются: период  $T_M$ , амплитуда  $A$ , фазовая постоянная  $\varphi$ . В функции от времени задержки  $\tau$  они и  $\alpha_\Sigma$  приведены на рис.1–3.

Также, в качестве пока предварительной характеристики модуляции, на рис.6 (кривые 1 – 3) представлена в функции от интенсивности света  $I_c$  ширина диапазона изменения этих параметров ( $\Delta\varphi$ ,  $\Delta A$ ,  $\Delta T_M$ ), т.е. разность максимального (max) и минимального (min) значений параметра в области  $2 \leq \tau \leq 5$  пс, общей для всех измерений. Здесь  $I_c = 0.27, 1, 0.76$  отн.ед. – интенсивность, соответственно, компонент 1a, 1b, 2c, нормированная на интенсивность компоненты 1b. Средние для диапазонов значения параметров, т.е.  $(\max + \min)/2 - \langle T_M \rangle$ ,  $\langle A \rangle$ ,  $\langle \varphi \rangle$  – представлены на том же рис.6 (кривые 4 – 6).

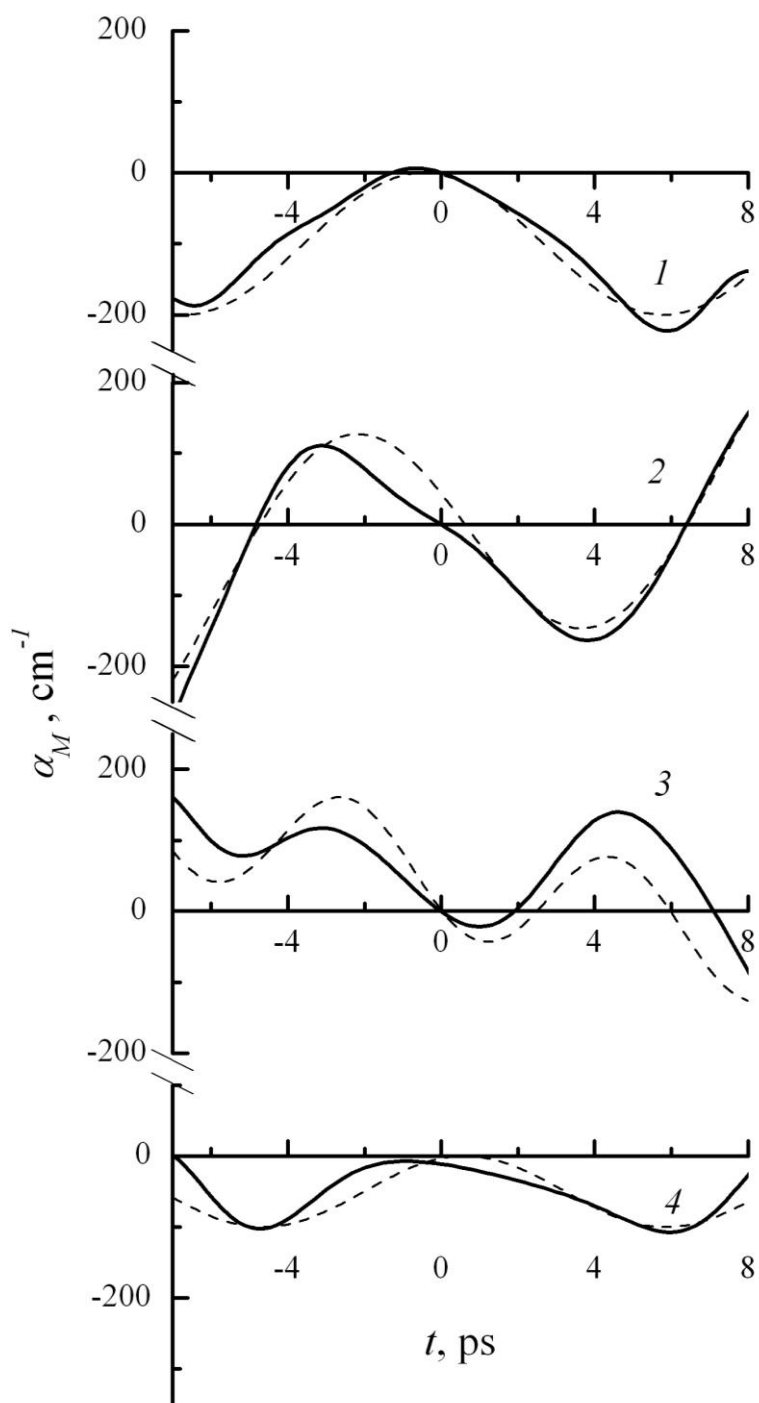


Рис.5. Разность  $\alpha_M = \alpha(t) - \alpha(t=0)$ , см. в тексте, (сплошные линии) и её синусоидальная аппроксимация (пунктир) для  $\tau$ , пс: 1 – (- 2), 2 – (- 1), 3 – 0, 4 – 2.

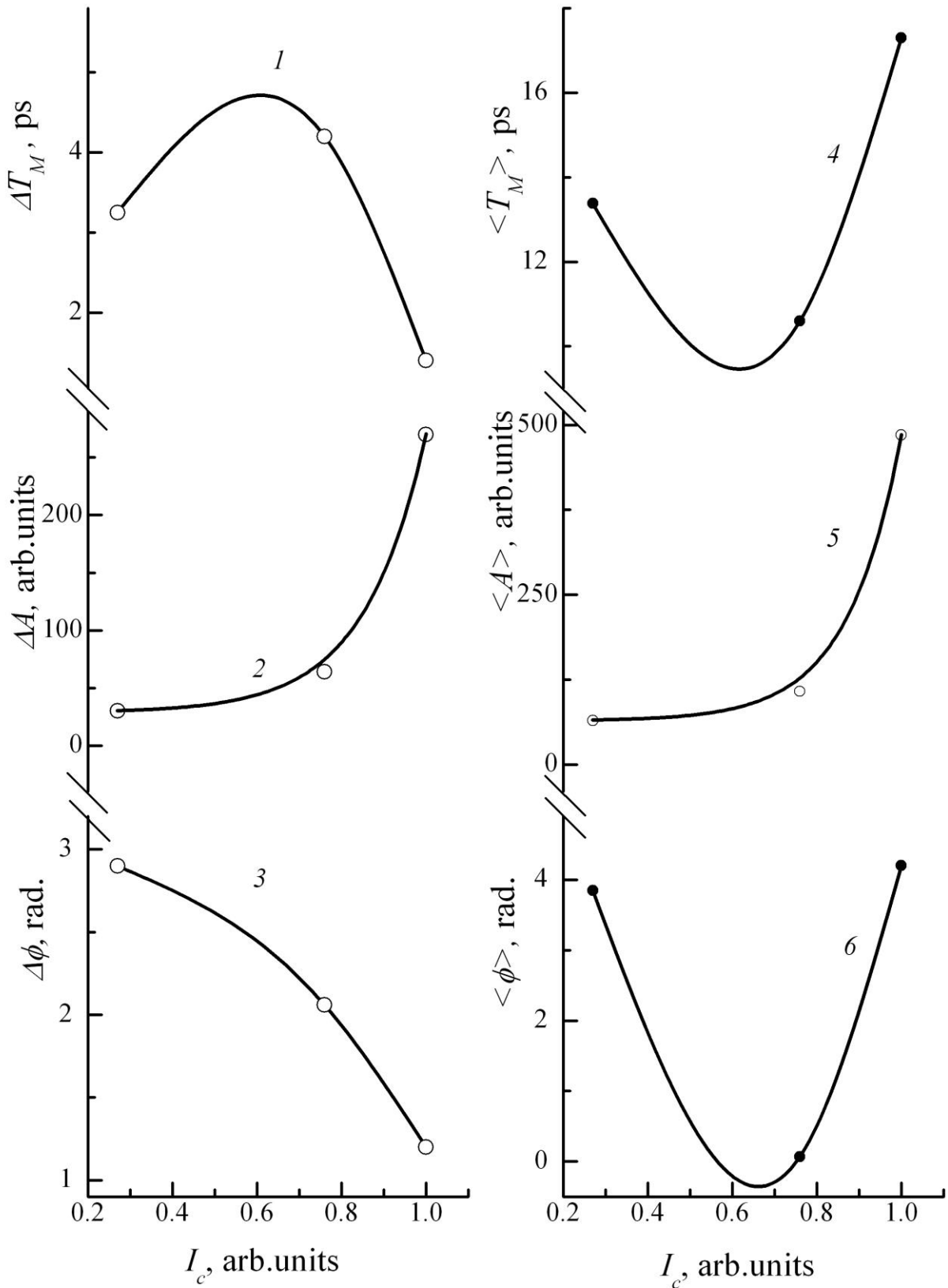


Рис.6. Зависимости от интенсивности  $I_c$  диапазонов  $\Delta T_M$  (1),  $\Delta A$  (2),  $\Delta \phi$  (3), средних значений  $\langle T_M \rangle$  (4),  $\langle A \rangle$  (5),  $\langle \phi \rangle$  (6) для области  $2 \leq \tau \leq 5$  пс (см. пояснения в тексте).

Как видно из рис.1–3, при изменении  $\tau$  менялись все три параметра модуляции  $T_M$ ,  $A$ ,  $\varphi$ . При изменении  $I_c$  менялись как ширина диапазона изменения, так и среднее значение этих параметров, рис.6. Мы не можем сравнить эти изменения с теорией за неимением на сегодня теории синхронизации заселенностей носителей в фотовозбужденном полупроводнике. По той же причине мы в основном воздержимся от обсуждения некоторых, и так заметных читателю, корреляций между зависимостями  $\alpha_\Sigma(\tau)$ ,  $T_M(\tau)$ ,  $A(\tau)$ ,  $\varphi(\tau)$  при фиксированной  $E_r$  на рис.1–3, а также между зависимостями, представленными на рис.6.

Автомодуляция поглощения  $\alpha$  является, по-видимому, продуктом автомодуляции заселенности носителями того (p-) энергетического уровня зоны проводимости, на который генерируются электроны при поглощении зондирующего (p-) импульса. Напомним, что, в первом приближении коэффициент поглощения определяется выражением

$$\alpha = \alpha_0 (1 - f_e - f_h), \quad (7)$$

где  $f_e$  и  $f_h$  – степень заполнения соответственно электронами и дырками энергетических уровней зоны проводимости и подзоны тяжелых дырок (если учитывать только их), связанных прямым оптическим переходом с поглощением фотона p-импульса.

При этой генерации создается отклонение от квазиравновесной заселенности p-уровня. Отклонение заселенности могло бы осциллировать в электромагнитных полях собственного и зондирующего излучений. Это предполагается исходя из того, что в [10] удалось удовлетворительно количественно описать частоту автоколебаний обеднений заселенности уровней, с которых вынужденно рекомбинируют электроны, с помощью выражения теории возмущений. Это было адаптированное для полупроводника выражение, определявшее частоту осцилляций системы (т.е. энергетического распределения электронов) между двумя её состояниями, возникающих в



возмущающем периодическом поле, [10]. Нельзя пока исключать и того, что модуляцией заселенности  $p$ -уровня может являться то отклонение от квазиравновесной заселенности, которое создается при поглощении  $p$ -импульса. Такое отклонение может рассматриваться, как единичная осцилляция длительностью, близкой к длительности  $p$ -импульса. К этому предположению подталкивает и следующее. В работах [11 и др.] и [1] интенсивности  $p$ -импульса отличались не менее чем на порядок. Но это отличие не привело к существенным изменениям периода модуляции  $\alpha(\tau)$ . Пока в предыдущих работах период заметно менялся при изменении интенсивности накачки, а следовательно при изменении интенсивности собственного стимулированного излучения [7,10].

Автомодуляции заселенностей тех  $p$ -уровня и  $s$ -уровня, разность энергий которых равна энергии ЛО-фонона, должны стремиться синхронизоваться. Это вызвано стремлением восстановить детальное равновесие тех переходов электронов между этими уровнями, которые происходят путем излучения и поглощения ЛО-фононов [12–14]. Напомним, что в физической системе, выведенной из состояния термодинамического равновесия возникают релаксационные процессы, восстанавливающие детальное равновесие. Суть последнего заключается в равенстве вероятностей прямого ( $l \rightarrow m$ ) и обратного ( $l \leftarrow m$ ) переходов между дискретными состояниями системы  $l$  и  $m$ . Детальное равновесие близко к нашему конкретному случаю подробнее представлено в [15].

По аналогии с синхронизацией двух связанных осцилляторов [16] можно предполагать в нашей ситуации следующее. Процесс синхронизации, происходящий в нестационарных условиях, и достигаемая в результате степень синхронизации должны зависеть от разностей фаз, частот и амплитуд ещё не синхронизованных, т.е. в самом начале облучения  $p$ -импульсом, автомодуляций заселенностей  $p$ -уровня и  $s$ -уровня. От этого и должны зависеть фазовая постоянная, частота и амплитуда результирующей наблюдаемой

автомодуляции заселенности р-уровня. Теории, описывающей эту связь, как мы уже говорили, пока нет.

Изменение задержки  $\tau$  приводит к изменению разности фаз р- и s-модуляций в начале облучения р-импульсом. Как было обнаружено и выше проиллюстрировано, изменение  $\tau$  приводит к изменению периода  $T_M$ . Границы изменения  $T_M$  не должны выходить за значения периодов не синхронизованных р-модуляции  $T_p$  и s-модуляции  $T_s$ . Значения периода осцилляций обеднения заселенностей, получавшиеся ранее из автомодуляции поглощения в функции от  $\tau$ , были  $\leq 5$  пс. Поэтому можно предполагать, что нижний предел изменения  $T_M$  определяется периодом осцилляций заселенностей s-уровня  $T_s$ . В этом случае верхний предел изменения  $T_M$  определяется периодом модуляции заселенностей р-уровня  $T_p$ . Причём  $T_s$  и  $T_p$  это значения периодов, которые бы были в отсутствие синхронизации. Тогда изменение периода осцилляций р-уровня происходит в пределах  $T_s < T_M < T_p$ .

Предположим такой случай. При максимально достигавшейся степени синхронизации при какой-то  $\tau$  электроны интенсивно переходят с р- на s-уровень, излучая ЛО-фононы. Из-за этого поглощение р-импульса дополнительно возрастает, и  $T_M$  приближается к  $T_s$ . А при минимальной степени синхронизации при другой  $\tau$  поток электронов с р- на s-уровень слабее, добавка к поглощению меньше, и  $T_M$  ближе к  $T_p$ . В этом случае зависимости  $\alpha_\Sigma(\tau)$  и  $T_M(\tau)$  должны быть в противофазе. Приближающееся к этому соотношение зависимостей  $\alpha_\Sigma(\tau)$  и  $T_M(\tau)$  наблюдалось для компоненты 1а и для компоненты 2с (см. рис.1,3).

Предположим второй случай. При синхронизации, тоже "подтягивающей"  $T_M$  к  $T_s$ , электроны преимущественно переходят уже с s- на

$p$ -уровень, поглощая LO-фононы. Это означало бы что, когда уменьшается  $T_M$ , то уменьшается и поглощение  $p$ -импульса. Зависимости  $\alpha_\Sigma(\tau)$  и  $T_M(\tau)$  тогда должны приближаться к синфазности, к которой приближаются зависимости  $\alpha_\Sigma(\tau)$  и  $T_M(\tau)$  для компоненты 1b (см. рис.2).

Измерения с компонентами 1b и 2c выполнялись (в разных экспериментах) для компонент приблизительно одного импульса. Отношение интенсивностей компонент 1b и 2c равнялось 1.3. Поэтому можно допустить, что при синхронизации компоненты меньшей интенсивности LO-фононы поглощаются, а при синхронизации компоненты большей интенсивности того же импульса они генерируются и т.п. Это не противоречит наблюдавшемуся и прежде отличию автомодуляции зависимости  $\alpha(\tau)$  для разных спектральных компонент зондирующего импульса.

Для последующих исследований можно выдвинуть предположение, что процесс синхронизации – это процесс вынужденного комбинационного рассеяния  $p$ - и  $s$ -импульсов, происходящий с участием электрон-LO-фононного рассеяния. Тем более, что об активности собственного стимулированного излучения по отношению к ВКР свидетельствует обнаруженное ранее ВКР с участием плазмонов [17]. Кроме того возникновение комбинационных переходов, типа трехволнового смешения, уже приходилось предположить для объяснения как автомодуляции спектра собственного излучения в [5], так и автомодуляции спектра поглощения зондирующего импульса в [18]. Причём, по крайней мере в первом случае, с течением времени направление перехода должно меняться на противоположное.

#### 4. Заключение

Основное значение настоящей, чисто экспериментальной работы в следующем. Обнаружена автомодуляция поглощения  $p$ -импульса в реальном времени, предположение о которой вытекало из наших предшествующих исследований и лежало в основе их интерпретации. Обнаружено изменение параметров этой автомодуляции при изменении, во-первых, задержки между

импульсом зондирующим и накачкой, а значит и собственным излучением; во-вторых, интенсивности зондирующего импульса. Изменение параметров должно происходить при синхронизации автомодуляций заселенностей тех уровней зоны проводимости, которые, во-первых, участвуют в прямых межзонных переходах электронов при поглощении или излучении фотонов зондирующего света и собственного излучения, во-вторых, связаны электрон-ЛО-фононными переходами. Экспериментально установленное изменение параметров говорит в пользу существования вышеназванной синхронизации.

Обнаруженные при зондировании автомодуляция и проявления синхронизации свидетельствуют о том, что подобное же должно происходить с заселенностями энергетических уровней на дне зоны проводимости. То есть, их автомодуляция и синхронизация (последняя, по-видимому, путем комбинационного рассеяния). Мы подразумеваем заселенности уровней, с которых вынужденно рекомбинируют электроны, генерируя интенсивное стимулированное излучение GaAs.

## Литература

1. Агеева Н.Н., Бронева И.Л., Забегаев Д.Н., Кривонос А.Н. Осцилляции энергии пикосекундных световых импульсов, как проявление синхронизации создаваемых импульсами локальных отклонений от квазиравновесного распределения электронов в GaAs // Журнал радиоэлектроники. – 2017. – № 3. – С. 1-24. URL: <http://jre.cplire.ru/jre/mar17/2/text.pdf>
2. Агеева Н.Н., Бронева И.Л., Забегаев Д.Н., Кривонос А.Н. Автосинхронизация модуляции заселенности энергетических уровней электронами, создаваемой пикосекундными импульсами зондирующего и собственного стимулированного излучений в GaAs // ФТП. – 2016. – Т.50, вып.10. – С.1333-1342.

3. Ageeva N.N., Bronevoi I.L., Krivonosov A.N., Zabegaev. Autowave of electron population depletion and sub terahertz selfmodulations of light absorption and intrinsic stimulated emission in GaAs // *Physica Status Solidi C*. – 2011. – V.8, No.4. – P. 1211-1215.
4. Агеева Н.Н., Броневой И.Л., Забегаев Д.Н., Кривоносов А.Н. Пикосекундные “разгорание” и релаксация интенсивного стимулированного излучения GaAs // *ЖЭТФ*. – 2013. – Т.143, вып.4. – С. 634-642.
5. Агеева Н.Н., Броневой И.Л., Забегаев Д.Н., Кривоносов А.Н. Бистабильность автомодуляции спектра собственного стимулированного пикосекундного излучения GaAs // *ЖЭТФ*. – 2013. – Т.144, вып.2(8). – С. 227-234.
6. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. – М.: Физматлит., 2001. – т.3, с.185, задача 1.
7. Агеева Н.Н., Броневой И.Л., Забегаев Д.Н., Кривоносов А.Н. Модуляция характеристик стимулированного пикосекундного излучения GaAs, рекомендации по её использованию и борьбе с ней. Визуализация ямы в области усиления спектра поглощения света, "выжигаемой" излучением // *Журнал радиоэлектроники*. – 2012. – № 10. – С. 1-21. URL: <http://jre.cplire.ru/jre/oct12/3/text.html>.
8. Васильев П.П. Экспериментальное наблюдение когерентных оптических осцилляций в сильных полях пикосекундных полупроводниковых лазеров // *Квантовая электроника*. – 1994. – Т.21, №6. – С. 585-587.
9. Ageeva N.N., Bronevoi I.L., Zabegaev D.N., Krivonosov A.N., Vorobiev N.S., Gornostaev P.B., Lozovoi V.I., Pelipenko V.I., Schelev M.Ya., Shashkov E.V. PS-1/S1 picosecond streak camera time-intensity profile measurements of stimulated radiation from GaAs // *Proceedings of the 30th International*

Congress on High-Speed Imaging and Photonics ICHSIP-30. – 2012. – P.109-114.

10. Агеева Н.Н., Броневой И.Л., Забегаев Д.Н., Кривонос А.Н. Субтерагерцовые автоколебания обеднения заселенностей электронов в зоне проводимости GaAs при наличии накачки и собственного стимулированного излучения // ФТП. – 2010. – Т.44, №9. – С. 1157-1164.
11. Агеева Н.Н., Броневой И.Л., Кривонос А.Н., Стеганцов С.В. Сверхбыстрая автомодуляция спектра поглощения света, возникающая при сверхкоротких оптической накачке и суперлюминесценции в GaAs // ФТП. – 2006. – Т.40, №7. – С. 806-814.
12. Bronevoi I.L., Krivonosov A.N., Perel' V.I. Phonon oscillations in the spectrum of the reversible bleaching of gallium arsenide under interband absorption of a high-power picosecond light pulse // Solid State Communications. – 1995. – V.94, № 9. – P. 805-808.
13. Агеева Н.Н., Броневой И.Л., Кумекоев С.Е., Кривонос А.Н., Стеганцов С.В. "LO - фононная" корреляция между спектром пикосекундной суперлюминесценции и особенностями спектра поглощения света в GaAs при нефермиевском распределении носителей заряда, генерированных пикосекундным импульсом света // ФТП. – 2002. – Т.36, №2. – С. 144-148.
14. Агеева Н.Н., Броневой И.Л., Кривонос А.Н., Налет Т.А., Стеганцов С.В. Участие электрон-фононного взаимодействия в сверхбыстрой автомодуляции поглощения света в GaAs. Связь модуляции поглощения со спектром стимулированного излучения в GaAs. // ФТП. – 2007. – Т.41, №12. – С. 1418-1424.
15. Алтыбаев Г. С., Броневой И. Л., Кумекоев С. Е. Выступ на спектрах поглощения GaAs, возбужденного мощными пикосекундными импульсами света // ФТП. – 2004. – Т.38, №6 – С. 674-677.

16. Пиковский А., Розенблюм М., Куртс Ю. Синхронизация. Фундаментальное нелинейное явление. – М.: Техносфера, 2003. – 496 с.
17. Bronevoi I.L., Krivonosov A.N., Perel` V.I. Effect of plasmon assisted stimulated raman scattering on the reversible bleaching of gallium arsenide by a high power picosecond light pulse // Solid State Communications. – 1995. – V.94, № 5. – P. 363-368.
18. Агеева Н.Н., Броневой И.Л., Кривоносов А.Н. Субтерагерцовые автоколебания в сверхбыстрой автомодуляции поглощения света в GaAs // ФТП. – 2008. – Т.42, №12. – С. 1426-1433.

**Ссылка на статью:**

Н.Н.Агеева, И.Л.Броневой, Д.Н.Забегаев, А.Н.Кривоносов. Субтерагерцовая автомодуляция поглощения пикосекундного зондирующего импульса света в GaAs, взаимосвязанная с собственным пикосекундным стимулированным излучением GaAs. Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. 2017. №4. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/apr17/3/text.pdf>